

深部洞室开挖卸荷分区破裂机制的动力分析

高 强¹, 张强勇¹, 张绪涛^{1,2}, 向 文³

(1. 山东大学 岩土与结构工程研究中心, 山东 济南 250061; 2. 聊城大学 建筑工程学院, 山东 聊城 252059;

3. 山东大学 土建与水利学院, 山东 济南 250061)

摘 要: 随着地下工程开挖深度的增加, 深部岩体将处于高应力和复杂的地质环境中, 产生与浅埋洞室破坏模式迥异的分区破裂现象。深部洞室在动力卸荷作用下, 基于应变梯度理论和损伤软化模型, 建立了弹塑性损伤软化动力模型, 推导了含有应变梯度项的运动方程、平衡方程和边界条件, 提出相应的破坏判据, 采用 Runge-Kutta 方法和 Matlab 数值软件求得不同卸载时刻围岩附加位移场、应力场和开挖后围岩总位移场、应力场, 得到深部洞室围岩分区破裂的动态形成过程和发展规律。由理论计算值与地质力学模型试验实测值对比分析得知, 围岩的径向位移、径向应力和切向应力出现波峰和波谷交替振荡的变化规律, 理论计算得到的破裂区和非破裂区的宽度和数量与试验实测值有很好的一致性, 证实了该模型分析分区破裂现象的适用性, 对以后深部地下工程围岩变形破坏和支护设计提供理论支持。

关 键 词: 深部岩体分区破裂; 动力卸荷; 应变梯度理论; 弹塑性损伤软化动力模型; 振荡变化规律; 地质力学模型试验
中图分类号: TU 457 **文献标识码:** A **文章编号:** 1000-7598 (2018) 09-3181-14

Zonal disintegration mechanism analysis based on strain gradient of deep surrounding rock mass under dynamic unloading effect

GAO Qiang¹, ZHANG Qiang-yong¹, ZHANG Xu-tao^{1,2}, XIANG Wen³

(1. Geotechnical and Structural Engineering Research Center, Shandong University, Jinan, Shandong 250061, China;

2. School of Architecture and Engineering, Liaocheng University, Liaocheng, Shandong 252059, China;

3. School of Civil Engineering, Shandong University, Jinan, Shandong 250061, China)

Abstract: With the increase of excavation depth, the deep rock mass is in high stress and complicated geological environment and the zonal disintegration phenomenon is observed at some projects, which is largely different from failure modes of shallow caverns. Under the action of dynamic unloading, an elastoplastic damage softening dynamic model is put forward based on the strain gradient theory and damage softening model. The dynamical equation, the equilibrium equations, boundary conditions and the failure criterion are deduced by considering the strain gradient. The theoretical solutions of radial displacement, radial stresses and tangential stresses of deep surrounding rock mass at different unloading times are calculated by Runge-Kutta and Matlab. The total displacement and stress fields of surrounding rock are also obtained after excavation. The dynamic formation and development regularity of zonal disintegration in deep caverns are achieved. The radial displacement, radial stresses and tangential stresses of deep surrounding rock mass are exhibited as an oscillating mode. The number and the width of zonal disintegration are in good agreement with the data of model tests. The applicability of the elastoplastic damage softening dynamic model for zonal disintegration in the explanation of zonal disintegration is confirmed. This model can also be used to provide theoretical support for the deformation and failure of surrounding rock in deep underground engineering.

Keywords: zonal disintegration in deep rock mass; dynamic unloading; strain gradient theory; elastoplastic damage softening dynamic model; variation law of oscillation; geomechanical model test

收稿日期: 2017-04-11

基金项目: 国家重点研发计划项目资助 (No.2016YFC0401804); 泰山学者工程专项经费资助; 国家自然科学基金项目资助 (No.41772282); 高放废物地质处置地下实验室工程前期科研项目资助 (No.YK-KY-J-2015-25)。

This work was supported by the Key Research Development Project of China (2016YFC0401804), the Taishan Scholars Project Foundation of Shandong Province, the Natural Science Foundation Project of China (41772282) and the Preliminary Research Project of the Underground Laboratory for the Geological Disposal of High-level Radioactive Waste (YK-KY-J-2015-25).

第一作者简介: 高强, 男, 1989 年生, 博士研究生, 主要从事岩土工程方面的研究工作。E-mail: gaoqiangsdu@163.com

通讯作者: 张强勇, 男, 1967 年生, 博士, 教授, 主要从事岩土工程方面的研究工作。E-mail: qiangyongz@sdu.edu.cn.

1 引言

随着经济的快速发展和能源需求的不断增加,在很多工程领域,如采矿工程、交通工程和大型的水利水电工程建设都进入了高地应力和复杂的深部地质环境中,深部岩体力学特性和变形破坏模式与浅部岩体有很大的不同,其中分区破裂化现象是深部岩体的一个重要特征^[1-2]。

分区破裂现象已在许多深部洞室工程开挖中通过多种物理探测手段得到证实。Shemyakin 等^[3]在 Taimyrskii 深部矿井使用电阻率仪探测了分区破裂现象。李术才等^[4]也在淮南煤矿使用钻孔电视探测到了分区破裂现象。

分区破裂现象已成为深部岩体研究领域的热点问题,很多学者对此现象进行了研究。

顾金才等^[5]通过模型试验证实洞室在较大的轴向压力作用下洞壁围岩中将产生分区破裂现象。张强勇等^[6]依托自行研制的真三维模型试验系统和铁晶砂胶结相似材料开展了地质力学模型试验,获得了明显的分区破裂现象,并且测得了围岩内部应变和位移的波浪形变化规律。

李树忱等^[7]根据隧道开挖卸荷引起的动力学过程,建立了相应的动力学分析模型和计算模型,给出了地下工程在开挖过程中拉压交替的分区特性。周小平等^[8]将开挖过程视为动力问题,在此基础上采用理论分析方法模型揭示了深部岩体分区破裂化的机制。

随着理论研究的深入,我们发现分区破裂是一种特殊的带有明显规律性的应变局部化现象,而应变梯度理论在解释材料的应变局部化和有规律的变形模式方面有很大的优势,因此要研究深部洞室围岩在动力开挖卸荷作用下的分区破坏机制,考虑应变梯度的效应才更加合理和准确。

陈胜宏等^[9]将偶应力理论应用于节理岩体的研究中,指出在节理岩体的力学特性研究中偶应力理论比通常的等效连续介质理论更为合理。王学滨等^[10-11]研究了应变梯度效应对岩爆和岩体侧向变形的影响,分析了岩体峰后变形的力学特点。张绪涛等^[12]将应变梯度理论引入到静力平衡方程和边界条件中,通过理论计算分析了分区破裂现象的形成机制,却忽略了动力开挖卸荷作用对深部洞室围岩的影响。

综上所述,深部岩体的分区破裂现象已在工程现场和室内试验中得到了证实,并且已经提出了很多理论,试图解释这种与浅埋洞室破坏模式迥异的

破坏现象,但是到目前为止大多数理论没有考虑应变梯度在深部洞室动力开挖过程中的作用。本文基于应变梯度理论和损伤软化模型,建立了基于应变梯度的弹塑性软化动力模型,推导出含有应变梯度项的运动方程、平衡方程和边界条件,得到深部洞室围岩分区破裂的动态形成和发展规律以及围岩的径向位移、径向应力和切向应力出现波峰和波谷交替振荡衰减的变化规律,证实了该模型分析分区破裂现象的适用性,对以后深部地下工程围岩变形破坏和支护设计提供理论支持。

2 深部岩体弹塑性位移场和应力场计算

2.1 基于应变梯度的弹塑性损伤软化动力模型

2.1.1 应变梯度的引入

在 Toupin-Mindlin 应变梯度理论^[13-14]中,某点的总体应变由两部分组成:常规 Eulerian 应变和高阶应变,即

$$\boldsymbol{\varepsilon}_{ij} = (\mathbf{u}_{i,j} + \mathbf{u}_{j,i})/2, \quad \boldsymbol{\eta}_{ijk} = \partial_i \partial_j \mathbf{u}_k = \mathbf{u}_{k,ij} \quad (1)$$

式中: $\boldsymbol{\varepsilon}_{ij}$ 为二阶对称应变张量; $\boldsymbol{\eta}_{ijk}$ 为三阶对称应变梯度张量; $\mathbf{u}$ 为材料的宏观位移。

设 $\boldsymbol{\sigma}_{ij}$ 为与 Eulerian 应变张量 $\boldsymbol{\varepsilon}_{ij}$ 共轭的二阶 Cauchy 应力张量; $\boldsymbol{\tau}_{ijk}$ 为与应变梯度张量 $\boldsymbol{\eta}_{ijk}$ 共轭的三阶应力张量, $\boldsymbol{\sigma}_{ij}$ 和 $\boldsymbol{\tau}_{ijk}$ 均满足对称性。

依据 Mindlin^[14]、Eshel^[15]、Yang^[16]和 Lam^[17]等的研究成果,在线弹性范畴内,含高阶应力项的运动方程为

$$(\boldsymbol{\sigma}_{jk} - \boldsymbol{\tau}_{ijk,i})_{,j} = \rho \ddot{\mathbf{u}}_k \quad (2)$$

式中: $\ddot{\mathbf{u}}_k$ 为关于时间 t 的二次导数; ρ 为传播介质(岩体)的密度。

含高阶应力项的静力平衡方程为

$$\boldsymbol{\sigma}_{ik,i} - \boldsymbol{\tau}_{ijk,j} + \mathbf{f}_k = 0 \quad (3)$$

式中: $\mathbf{f}_k$ 为体力,此处忽略高阶体力。

含高阶应力项的边界条件为

$$\mathbf{t}_k = n_i (\boldsymbol{\sigma}_{ik} - \partial_j \boldsymbol{\tau}_{ijk}) - D_j (n_i \boldsymbol{\tau}_{ijk}) + n_i n_j (D_i n_l) \boldsymbol{\tau}_{ijk} \quad (4)$$

$$\mathbf{r}_k = n_i n_j \boldsymbol{\tau}_{ijk} \quad (5)$$

式中: $\mathbf{t}_k$ 、 $\mathbf{r}_k$ 分别为通常面力边界条件和高阶面力边界条件; n_i 为表面法向量分量; D_j 为表面梯度算子, $D_j = (\delta_{jk} - n_j n_k) \partial_k$ 。

Toupin-Mindlin 应变梯度理论的本构方程为

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{ij} &= \lambda \varepsilon_{kk} \delta_{ij} + 2G \varepsilon_{ij} \\ \tau_{ijk} &= \frac{1}{2} Gl^2 (\eta_{ipp} \delta_{jk} + \eta_{jpp} \delta_{ik}) + \\ &\quad \frac{1}{4} Gl^2 (\eta_{ppi} \delta_{jk} + 2\eta_{kpp} \delta_{ij} + \eta_{ppj} \delta_{ik}) + \\ &\quad Gl^2 \eta_{ppk} \delta_{ij} + \frac{7}{4} Gl^2 \eta_{ijk} + \\ &\quad \frac{1}{4} Gl^2 (\eta_{kji} + \eta_{kij}) \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

式中: λ 和 G 均为拉梅常数; δ_{ij} 为 Kronecker 符号; l 为材料内部长度参数, 它与材料内部的微结构尺度相关。

2.1.2 具有软化段的弹塑性损伤模型

对于岩体来讲, 通常采用的屈服准则为摩尔-库仑屈服准则, 如图 1 所示。按照屈服准则, 岩体的剪切强度 τ 依赖于剪切滑移面上的正应力 σ , 即剪切强度 τ 可以表示为正应力 σ 的函数:

$$\tau = \sigma \tan \varphi + K \quad (7)$$

式中: K 为黏聚力; φ 为内摩擦角。

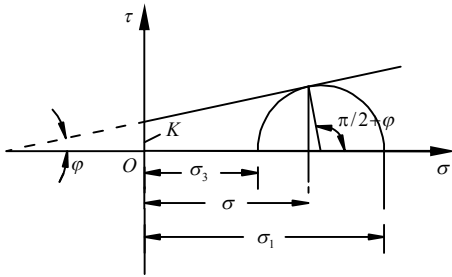


图 1 主应力莫尔圆包络线

Fig.1 Envelop of Mohr circles of principle stresses

根据经典弹性理论, 可得

$$\left. \begin{aligned} \sigma &= \frac{\sigma_1 + \sigma_3}{2} - \frac{\sigma_1 - \sigma_3}{2} \sin \varphi \\ \tau &= \frac{\sigma_1 - \sigma_3}{2} \cos \varphi \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

式中: σ_1 为最大主应力; σ_3 为最小主应力。

将式 (8) 代入屈服准则公式中, 得

$$\sigma_1 - A\sigma_3 = \sigma_c \quad (9)$$

式中: $A = (1 + \sin \varphi) / (1 - \sin \varphi)$; σ_c 的取值为 $2K \cos \varphi / (1 - \sin \varphi)$, 其物理意义为岩石的单轴压缩强度。

随着地下空间的开发利用不断走向深部, 岩石在高地应力条件下的破坏表现出了一定的延性, 超过峰值强度后岩石表现出了应变软化特性^[18-19], 如图 2 所示。

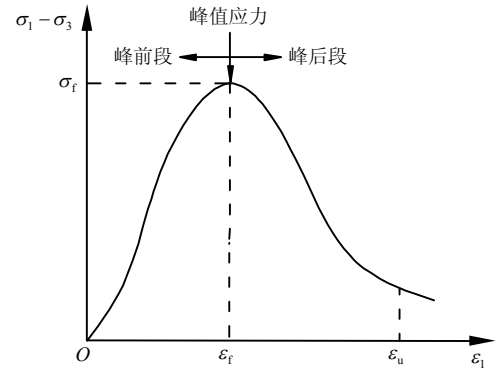


图 2 深部岩体的应力差-应变关系曲线

Fig.2 Relation curve of differential stress and axial strain of rock in deep

图 2 为高应力条件下深部岩体的应力-应变曲线, 其中 σ_f 为峰值应力, ε_f 为峰值应变, ε_u 为极限应变。依据深部高地应力条件下岩石峰后应变软化较为明显的力学特性, 对其应力-应变关系作适当的简化, 图 3 所示为具有应变软化效应的岩体简化应力-应变曲线^[20]。

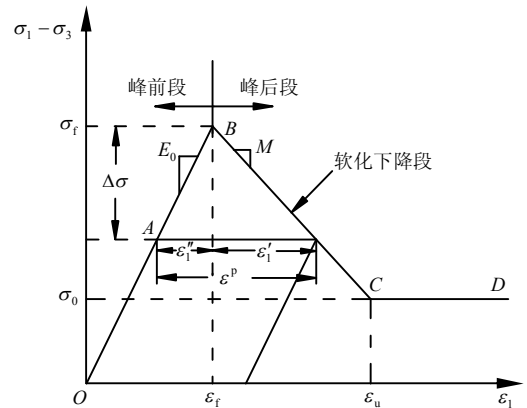


图 3 具有软化下降段的应力-应变曲线

Fig.3 Stress-strain curve with softening

图 3 中, OA 段简化为线性弹性区, E 为弹性模量; AC 段为塑性承载区^[21], 其中 AB 段为峰前塑性硬化段, BC 段为峰后塑性损伤软化段, $|M|$ 为软化模量, 量纲与变形模量 E_0 相同, ε_1' 为峰后塑性软化段主应力方向上的变形, ε_1'' 为峰前塑性硬化段产生的不可逆变形; BC 段为塑性流动区, σ_0 为残余应力强度。

整个塑性变形过程中产生总的不可逆变形:

$$\varepsilon_1^p = \varepsilon_1' + \varepsilon_1'' \quad (10)$$

本文选择如下损伤演化规律^[22]来描述深部高地应力条件下岩石的力学特性, 认为在峰前段材料中没有损伤出现, 在峰后段出现损伤, 其损伤演化

方程的表达式写成如下形式:

$$d = d(\varepsilon_1) = \begin{cases} 0, & \varepsilon_1 < \varepsilon_f \\ \frac{\varepsilon_u}{\varepsilon_1} \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_f}{\varepsilon_u - \varepsilon_f}, & \varepsilon_f \leq \varepsilon_1 < \varepsilon_u \\ 1, & \varepsilon_1 \geq \varepsilon_u \end{cases} \quad (11)$$

在软化下降段主应力之间的关系为

$$\sigma_1 - A\sigma_3 = \sigma_c - |M|\varepsilon'_1/(1-d) \quad (12)$$

求得

$$\varepsilon'_1 = (\sigma_c - \sigma_1 + A\sigma_3)(1-d)/|M| \quad (13)$$

如果引入峰后泊松比 β [23], $\beta = -\varepsilon'_3/\varepsilon'_1$, 则式(13)变化为

$$\sigma_1 - A\sigma_3 = \sigma_c + |M|\varepsilon'_3/((1-d)\beta) \quad (14)$$

弹性阶段的应变[24]为

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_1^e &= \frac{1-\nu^2}{E} \left(\sigma_1 - \frac{\nu}{1-\nu} \sigma_3 \right) \\ \varepsilon_3^e &= \frac{1-\nu^2}{E} \left(\sigma_3 - \frac{\nu}{1-\nu} \sigma_1 \right) \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

引入模量参数 $\xi = |M/E_0|$, 则有

$$\varepsilon'_1/\varepsilon''_1 = (\Delta\sigma/|M|)/(\Delta\sigma/E_0) = 1/\xi \quad (16)$$

不可逆变形表示为

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_1^p &= \varepsilon'_1 + \varepsilon''_1 = \varepsilon'_1(1+\xi) = \\ &\quad \frac{\sigma_c - \sigma_1 + A\sigma_3}{|M|}(1-d)(1+\xi) \\ \varepsilon_3^p &= \varepsilon'_3 + \varepsilon''_3 = -\varepsilon'_1(\beta + \nu\xi) = \\ &\quad -\frac{\sigma_c - \sigma_1 + A\sigma_3}{|M|}(1-d)(\beta + \nu\xi) \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

总变形为

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_1 &= \varepsilon_1^e + \varepsilon_1^p = \left[\frac{1-\nu^2}{E} - \frac{(1-d)(1+\xi)}{|M|} \right] \sigma_1 + \\ &\quad \left[\frac{-(1+\nu)\nu}{E} + \frac{(1-d)(1+\xi)A}{|M|} \right] \sigma_3 + \\ &\quad \frac{(1-d)(1+\xi)\sigma_c}{|M|} \\ \varepsilon_3 &= \varepsilon_3^e + \varepsilon_3^p = \left[\frac{-(1+\nu)\nu}{E} + \frac{(1-d)(\beta + \xi\nu)}{|M|} \right] \sigma_1 + \\ &\quad \left[\frac{1-\nu^2}{E} - \frac{(1-d)(\beta + \xi\nu)A}{|M|} \right] \sigma_3 + \\ &\quad \frac{-(1-d)(\beta + \xi\nu)\sigma_c}{|M|} \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

对上式进行化简, 得

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_1 &= a_1\sigma_1 + b_1\sigma_3 + c_1 \\ \varepsilon_3 &= a_2\sigma_1 + b_2\sigma_3 + c_2 \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

其中:

$$\left. \begin{aligned} a_1 &= \frac{1-\nu^2}{E} - \frac{(1-d)(1+\xi)}{|M|} \\ b_1 &= \frac{-(1+\nu)\nu}{E} + \frac{(1-d)(1+\xi)A}{|M|} \\ c_1 &= \frac{(1-d)(1+\xi)\sigma_c}{|M|} \\ a_2 &= \frac{-(1+\nu)\nu}{E} + \frac{(1-d)(\beta + \xi\nu)}{|M|} \\ b_2 &= \frac{1-\nu^2}{E} - \frac{(1-d)(\beta + \xi\nu)A}{|M|} \\ c_2 &= \frac{-(1-d)(\beta + \xi\nu)\sigma_c}{|M|} \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

利用式(19)求解 σ_1 、 σ_3 , 则有

$$\left. \begin{aligned} \sigma_1 &= k_1\varepsilon_1 + m_1\varepsilon_3 + n_1 \\ \sigma_3 &= k_2\varepsilon_1 + m_2\varepsilon_3 + n_2 \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

其中:

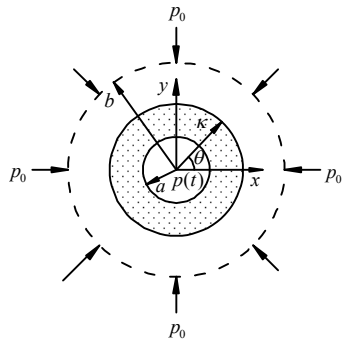
$$\left. \begin{aligned} k_1 &= \frac{b_2}{a_1b_2 - a_2b_1}, \quad m_1 = \frac{-b_1}{a_1b_2 - a_2b_1} \\ n_1 &= \frac{b_1c_2 - b_2c_1}{a_1b_2 - a_2b_1}, \quad k_2 = \frac{-a_2}{a_1b_2 - a_2b_1} \\ m_2 &= \frac{a_1}{a_1b_2 - a_2b_1}, \quad n_2 = \frac{a_2c_1 - a_1c_2}{a_1b_2 - a_2b_1} \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

2.1.3 基于应变梯度的弹塑性损伤软化动力模型的建立

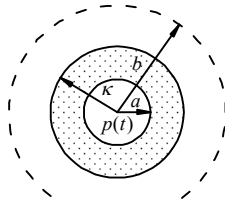
高地应力深部洞室动力卸荷后, 由于暂不考虑爆破荷载的影响, 假设岩体受到的地应力为静水压力状态, 洞室内壁受到一个随时间变化的开挖荷载的作用, 如图4(a)所示。将问题分解为图4(b)、4(c)所示的两个问题进行求解:

- (1) 动力卸荷引起的附加弹性应力场(图4(b));
- (2) 原岩应力引起的弹塑性应力场(图4(c))。

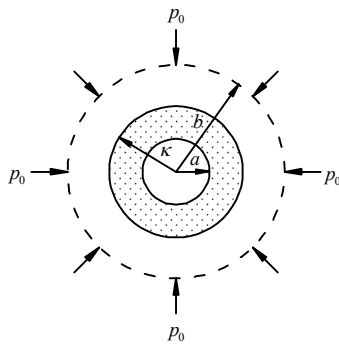
因洞室所处的地应力较大, 洞室开挖后围岩内应力重分布, 靠近洞壁的围岩会进入塑性状态。假设洞室的开挖半径为 a , 围岩内塑性区(图4(a)中的阴影部分)的半径为 κ , 围岩内应力扰动区(图4(a)中虚线包围的区域)的半径为 b 。由此可以将深部巷道围岩抽象为厚壁圆筒模型, 圆筒外壁的压力分别为 p_0 。



(a) 圆形洞室围岩应力场分布



(b) 动力卸荷引起的附加弹性应力场



(c) 原岩应力引起的弹塑性应力场

图4 动力卸荷条件下圆形洞室围岩应力示意图

Fig.4 Forces on circular tunnel under dynamic unloading

因厚壁圆筒模型的轴对称性, 在极坐标系下 (r, θ) 对其进行分析研究更为方便, 参考文献[25]中的方法, 将围岩内任意一点的位移用 U 表示。进一步分析可知, 在应变张量 ε_{ij} 中有 ε_{rr} 和 $\varepsilon_{\theta\theta}$ 两个非零项; 在应变梯度张量 η_{ijk} 中仅有 η_{rrr} 、 $\eta_{\theta\theta r}$ 、 $\eta_{r\theta\theta}$ 和 $\eta_{\theta r\theta}$ 4 个非零项, 并 $\eta_{r\theta\theta} = \eta_{\theta r\theta}$; 于是简化后的几何方程为

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_{rr} &= \frac{dU}{dr}, \quad \varepsilon_{\theta\theta} = \frac{U}{r} \\ \eta_{rrr} &= \frac{d^2U}{dr^2}, \quad \eta_{\theta\theta r} = \frac{1}{r^2} \left(r \frac{dU}{dr} - U \right) \\ \eta_{r\theta\theta} &= \eta_{\theta r\theta} = \frac{1}{r} \left(\frac{dU}{dr} - \frac{U}{2r} \right) \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

假设高阶应力本构关系在弹、塑性区不发生变化, 式(6)所表示的本构方程在柱坐标系下变化为弹性区:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{\theta\theta} &= \lambda \frac{dU}{dr} + (\lambda + 2G) \frac{U}{r} \\ \sigma_{rr} &= (\lambda + 2G) \frac{dU}{dr} + \lambda \frac{U}{r} \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

塑性区:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{\theta\theta} &= k_1 \frac{U}{r} + m_1 \frac{dU}{dr} + n_1 \\ \sigma_{rr} &= k_2 \frac{U}{r} + m_2 \frac{dU}{dr} + n_2 \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

高阶应力本构关系:

$$\left. \begin{aligned} \tau_{rrr} &= Gl^2 \left(5 \frac{d^2U}{dr^2} + \frac{4}{r} \frac{dU}{dr} - \frac{13}{4r^2} U \right) \\ \tau_{r\theta\theta} &= Gl^2 \left(\frac{3}{4} \frac{d^2U}{dr^2} + \frac{11}{4r} \frac{dU}{dr} - \frac{7}{4r^2} U \right) \\ \tau_{\theta r\theta} &= Gl^2 \left(\frac{3}{4} \frac{d^2U}{dr^2} + \frac{11}{4r} \frac{dU}{dr} - \frac{7}{4r^2} U \right) \\ \tau_{\theta\theta r} &= Gl^2 \left(\frac{3}{2} \frac{d^2U}{dr^2} + \frac{7}{2r} \frac{dU}{dr} - \frac{11}{4r^2} U \right) \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

σ_{rr}^* 和 $\sigma_{\theta\theta}^*$ 分别为考虑高阶应力项后围岩的广义径向应力和切向应力为

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{rr}^* &= \sigma_{rr} - \left[\frac{\partial \tau_{rrr}}{\partial r} + \frac{1}{r} (\tau_{rrr} - \tau_{\theta\theta r} - \tau_{r\theta\theta}) \right] \\ \sigma_{\theta\theta}^* &= \sigma_{\theta\theta} - \left[\frac{\partial \tau_{\theta r\theta}}{\partial r} + \frac{1}{r} (\tau_{\theta r\theta} + \tau_{r\theta\theta} + \tau_{\theta\theta r}) \right] \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

动力开挖卸荷条件下, 轴对称的平面应变问题的运动方程可表示为下列形式^[26]:

$$\frac{\partial \sigma_{rr}^*}{\partial r} + \frac{1}{r} (\sigma_{rr}^* - \sigma_{\theta\theta}^*) = \rho \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} \quad (28)$$

将式(27)代入式(28), 得到含有应变梯度项的运动方程为

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \sigma_{rr}}{\partial r} + \frac{\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta}}{r} - \frac{\partial^2 \tau_{rrr}}{\partial r^2} + \\ & \frac{1}{r} \frac{\partial (\tau_{r\theta\theta} + \tau_{\theta r\theta} + \tau_{\theta\theta r} - 2\tau_{rrr})}{\partial r} + \\ & \frac{\tau_{r\theta\theta} + \tau_{\theta r\theta} + \tau_{\theta\theta r}}{r^2} = \rho \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} \end{aligned} \quad (29)$$

平衡方程式(3)忽略体力后, 可表示为

$$\frac{\partial \sigma_{rr}^*}{\partial r} + \frac{1}{r} (\sigma_{rr}^* - \sigma_{\theta\theta}^*) = 0 \quad (30)$$

将式(27)代入式(30), 得到含有应变梯度项的平衡方程为

$$\frac{\partial \sigma_{rr}}{\partial r} + \frac{\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta}}{r} - \frac{\partial^2 \tau_{rrr}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial (\tau_{r\theta\theta} + \tau_{\theta r\theta} + \tau_{\theta\theta r} - 2\tau_{rrr})}{\partial r} + \frac{\tau_{r\theta\theta} + \tau_{\theta r\theta} + \tau_{\theta\theta r}}{r^2} = 0 \quad (31)$$

由于动力开挖卸荷作用, 图 4(b)所示的深部圆形洞室的内部 ($r=a$) 和外部 ($r=b$) 的边界条件分别为

$$\left. \begin{aligned} T_r(a) &= -\sigma_{rr} + \frac{\partial \tau_{rrr}}{\partial r} - \frac{1}{r}(\tau_{rrr} + \tau_{\theta\theta r}) = p(t) \\ R_r(a) &= \tau_{rrr} = 0 \end{aligned} \right\} \quad (32)$$

$$\left. \begin{aligned} T_r(b) &= \sigma_{rr} - \frac{\partial \tau_{rrr}}{\partial r} + \frac{1}{r}(\tau_{\theta\theta r} - \tau_{rrr} + 2\tau_{r\theta\theta}) = 0 \\ R_r(b) &= \tau_{rrr} = 0 \end{aligned} \right\} \quad (33)$$

图 4(c)所示的深部圆形洞室的内部 ($r=a$) 和外部 ($r=b$) 的边界条件分别为

$$\left. \begin{aligned} T_r(a) &= -\sigma_{rr} + \frac{\partial \tau_{rrr}}{\partial r} - \frac{1}{r}(\tau_{rrr} + \tau_{\theta\theta r}) = 0 \\ R_r(a) &= \tau_{rrr} = 0 \end{aligned} \right\} \quad (34)$$

$$\left. \begin{aligned} T_r(b) &= \sigma_{rr} - \frac{\partial \tau_{rrr}}{\partial r} + \frac{1}{r}(\tau_{\theta\theta r} - \tau_{rrr} + 2\tau_{r\theta\theta}) = p_0 \\ R_r(b) &= \tau_{rrr} = 0 \end{aligned} \right\} \quad (35)$$

以上基于应变梯度理论建立了相应的弹塑性软化动力模型, 推导出含有应变梯度项的运动方程(式(29))、平衡方程(式(31))和边界条件(式(32)~(35))。

2.2 动力卸荷引起的深部围岩附加弹性位移场和应力场

图 4(b)所示的深部圆形洞室的动力卸荷问题是平面应变状态下的轴对称问题。

需要说明的是, 在本问题的分析中不考虑洞室开挖边界上在开挖爆破过程的震动荷载与开挖动力卸载的相互耦合作用, 仅考虑洞室开挖过程中初始地应力的动态卸载, 因此整个开挖卸荷过程可以认为洞室周边围岩处于线弹性范围内。

假设有一随时间变化的径向荷载 $p(t)$ 作用于圆形洞室的洞壁, 并且径向荷载 $p(t)$ 按负指数衰减^[27], 如图 5 所示。

径向荷载 $p(t)$ 的数学表达式为

$$p(t) = \begin{cases} p_s e^{-\alpha t}, & 0 < t \leq t_0 \\ 0, & t_0 < t \end{cases} \quad (36)$$

式中: p_s 为作用于洞壁的径向荷载峰值压, 一般取

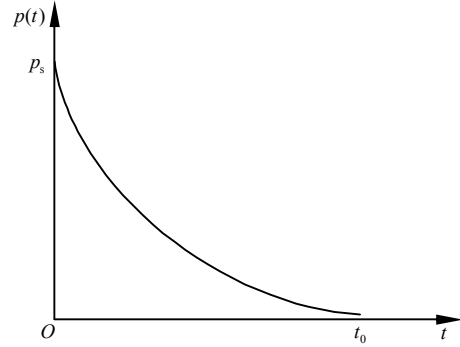


图 5 径向荷载-时间曲线
Fig.5 Radial load-time curve

$p_s = p_0$; α 为径向荷载指数衰减系数; t_0 为卸荷作用时间。

因深部巷道围岩力学状态的轴对称性, 可知在动力开挖卸荷引起的围岩内任意一点的位移 $u_1(r, t)$ 是 r 和时间 t 的函数。在轴对称条件下, 把式(24)和式(26)代入式(29)进行展开, 得到深部洞室开挖卸荷的运动方程:

$$\frac{\partial^2 u_1(r, t)}{\partial t^2} = \zeta_1 \frac{\partial^4 u_1(r, t)}{\partial r^4} + \zeta_2 \frac{\partial^3 u_1(r, t)}{\partial r^3} + \zeta_3 \frac{\partial^2 u_1(r, t)}{\partial r^2} + \zeta_4 \frac{\partial u_1(r, t)}{\partial r} + \zeta_5 u_1(r, t) \quad (37)$$

其中:

$$\left. \begin{aligned} \zeta_1 &= \frac{-5Gl^2}{\rho}, \quad \zeta_2 = \frac{-11Gl^2}{r\rho}, \\ \zeta_3 &= \frac{\lambda + 2G}{\rho} + \frac{61Gl^2}{4r^2\rho}, \\ \zeta_4 &= \frac{\lambda + 2G}{r\rho} - \frac{51Gl^2}{4r^3\rho}, \\ \zeta_5 &= \frac{51Gl^2}{4r^4\rho} - \frac{\lambda + 2G}{r^2\rho} \end{aligned} \right\} \quad (38)$$

由于存在高阶的空间导数, 采用 Runge-Kutta 方法, 引入粒子速度 w ^[28]: $w = \partial u_1(r, t) / \partial t$, 定义记号 $\bar{u}_1(r, t) = [u_1(r, t), \partial u_1(r, t) / \partial r]^T$ 和 $\bar{w} = [w, \partial w / \partial r]^T$, 将方程(37)改写为如下形式:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \bar{w}}{\partial t} &= \bar{D} \bar{u}_1(r, t) \\ \frac{\partial \bar{u}_1(r, t)}{\partial t} &= \bar{w} \end{aligned} \right\} \quad (39)$$

其中:

$$\bar{D} = \text{Diag} \left[\zeta_1 \frac{\partial^4}{\partial r^4} + \zeta_2 \frac{\partial^3}{\partial r^3} + \zeta_3 \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \zeta_4 \frac{\partial}{\partial r} + \zeta_5, \right. \\ \left. \zeta_1 \frac{\partial^4}{\partial r^4} + \zeta_2 \frac{\partial^3}{\partial r^3} + \zeta_3 \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \zeta_4 \frac{\partial}{\partial r} + \zeta_5 \right] \quad (40)$$

令 $\bar{v} = [\bar{w}, \bar{u}_1(r, t)]^T$, 方程组(39)可改写为

$$\frac{\partial \bar{\mathbf{v}}}{\partial t} = \bar{\mathbf{L}} \bar{\mathbf{v}} \quad (41)$$

其中:

$$\bar{\mathbf{L}} = \pi \begin{bmatrix} \mathbf{0} & \bar{\mathbf{D}} \\ \mathbf{I}_{2 \times 2} & \mathbf{0} \end{bmatrix} \quad (42)$$

考虑对方程组 (41) 右端项算子 $\bar{\mathbf{L}}$ 的离散, 分析 $\bar{\mathbf{L}}$ 的结构可以发现其主要涉及 1~4 阶空间偏导数, 偏导数的离散则利用差值外推方法^[29]推导出高阶空间偏导数的离散近似, 式 (41) 转化为一个半离散的常微分方程组。

式 (41) 为常微分方程组, 采用 4 级 4 阶 Runge-Kutta 方法进行时间导数的离散, 具体计算公式为

$$\left. \begin{aligned} \bar{\mathbf{v}}_j^{n+1} &= \frac{1}{3}(-\bar{\mathbf{v}}_j^n + \bar{\mathbf{v}}_j^{(1)} + 2\bar{\mathbf{v}}_j^{(2)} + \bar{\mathbf{v}}_j^{(3)}) + \frac{\tau}{6} \bar{\mathbf{L}}_j^{(3)} \cdot \bar{\mathbf{v}}_j^{(3)} \\ \bar{\mathbf{v}}_j^{(1)} &= \bar{\mathbf{v}}_j^n + \frac{\tau}{2} \bar{\mathbf{L}}_j^{(1)} \cdot \bar{\mathbf{v}}_j^n; \bar{\mathbf{v}}_j^{(2)} = \bar{\mathbf{v}}_j^n + \frac{\tau}{2} \bar{\mathbf{L}}_j^{(1)} \cdot \bar{\mathbf{v}}_j^{(1)}; \\ \bar{\mathbf{v}}_j^{(3)} &= \bar{\mathbf{v}}_j^n + \tau \bar{\mathbf{L}}_j^{(2)} \cdot \bar{\mathbf{v}}_j^{(2)} \end{aligned} \right\} \quad (43)$$

式中: $\bar{\mathbf{v}}_j^n = \bar{\mathbf{v}}(j\Delta r, n\tau)$; $\bar{\mathbf{L}}_j^n$ 为 $j\Delta r$ 空间步长; $n\tau$ 为时间步长的算子值; Δr 和 τ 分别为空间、时间步长。

要获得上述问题的数值解, 应用 Matlab 数值分析软件中的 ODE45 函数进行求解, 需给出所求问题的初值条件和边界变化范围。

本文假设洞室的开挖半径为 a , 围岩内应力扰动区的半径为 b , 则在空间域上, r 的变化范围为 $a \leq r \leq b$ 。

在初始状态下, 当 $t=0$ 时, 有

$$u_1(b, 0) = w(b, 0) = 0 \quad (44)$$

由式 (44) 代入 $\bar{\mathbf{v}} = [\bar{\mathbf{w}}, \bar{\mathbf{u}}_1(r, t)]^T$, 可得

$$\bar{\mathbf{v}} = [\bar{\mathbf{w}}, \bar{\mathbf{u}}_1(a, 0)]^T = [\mathbf{0}, \mathbf{0}]^T \quad (45)$$

把式 (45) 代入式 (43), 算出原函数 $u_1(r, t)$ 的数值结果。

把式 (24) 和式 (26) 代入式 (32), 得到位移形式的外边界 ($r=a$) 的边界条件:

$$\left. \begin{aligned} T_r(a) &= \left[-5Gl^2 \frac{\partial^3 u_1(r, t)}{\partial r^3} - \frac{6Gl^2}{r} \frac{\partial^2 u_1(r, t)}{\partial r^2} + \left((\lambda + 2G) + \frac{49Gl^2}{4r^2} \right) \frac{\partial u_1(r, t)}{\partial r} + \left(\frac{\lambda}{r} - \frac{19Gl^2}{2r^3} \right) u_1(r, t) \right]_{r=a} = p(t) \\ R_r(a) &= Gl^2 \left[5 \frac{\partial^2 u_1(r, t)}{\partial r^2} + \frac{4}{r} \frac{\partial u_1(r, t)}{\partial r} - \frac{13}{4r^2} u_1(r, t) \right]_{r=a} = 0 \end{aligned} \right\} \quad (46)$$

把求得的外边界上 ($r=a$) 的位移各阶导数值 ($u_1(r, t)_{r=a}$ 、 $u_1'(r, t)_{r=a}$ 、 $u_1''(r, t)_{r=a}$ 、 $u_1'''(r, t)_{r=a}$) 代入误差公式进行计算^[30]为

$$\left. \begin{aligned} f_T^0 &= T_r(a) - p(t) \\ f_R^0 &= R_r(a) - 0 \\ F^0 &= \sqrt{(f_T^0)^2 + (f_R^0)^2} \end{aligned} \right\} \quad (47)$$

此计算误差是由于预估弹性区外边界上的初始值 ($u_1(r, t)_{r=b}$ 、 $u_1'(r, t)_{r=b}$ 、 $u_1''(r, t)_{r=b}$ 、 $u_1'''(r, t)_{r=b}$)。如误差满足要求 ($F^0 \leq TOL$), TOL 为容许值。计算结束得到整个计算区域的数值解; 如误差不满足要求 ($F^0 > TOL$), 调整初始空间步长 Δr 和初始时间步长 τ 。重复上述计算步骤, 直至误差满足要求, 获得整个计算区域的数值解。

把误差满足要求的 $u_1(r, t)$ 的数值结果代入式 (27), 通过计算可以得到巷道围岩各位置处考虑高阶应力项后围岩的广义径向应力 σ_{r1}^* 和切向应力 $\sigma_{\theta 1}^*$ 的时程变化曲线, 同时也可以计算某个时刻围岩径向应力 σ_{r1}^* 和切向应力 $\sigma_{\theta 1}^*$ 的分布。

2.3 原岩应力引起的弹塑性位移场和应力场

图 4(c) 的问题可以简化为平面应变问题的厚壁圆筒模型。由弹性力学理论可得深部圆形洞室开挖后, 原岩应力引起的平衡方程为式 (31)。

把式 (24) 和式 (26) 代入式 (31), 式中的 U 仅是 r 的函数, 用 $u_2(r)$ 表示, 因此可得弹性状态下的平衡方程:

$$\begin{aligned} & \frac{d^4 u_2(r)}{dr^4} - \frac{11}{5r} \frac{d^3 u_2(r)}{dr^3} - \left(\frac{61}{20r^2} + \frac{(\lambda + 2G)}{5Gl^2} \right) \frac{d^2 u_2(r)}{dr^2} - \left(\frac{(\lambda + 2G)}{5Gr l^2} - \frac{51}{20r^3} \right) \frac{du_2(r)}{dr} - \\ & \left(\frac{51}{20r^4} - \frac{(\lambda + 2G)}{5Gr^2 l^2} \right) u_2(r) = 0 \end{aligned} \quad (48)$$

同理, 把式 (25) 和式 (26) 代入式 (31), 得到塑性状态下的平衡方程为

$$\begin{aligned} & \frac{d^4 u_2(r)}{dr^4} - \frac{11}{5r} \frac{d^3 u_2(r)}{dr^3} - \left(\frac{61}{20r^2} + \frac{m_2}{5Gl^2} \right) \frac{d^2 u_2(r)}{dr^2} - \\ & \left(\frac{k_2 + m_2 - m_1}{5Gr l^2} - \frac{51}{20r^3} \right) \frac{du_2(r)}{dr} - \left(\frac{51}{20r^4} - \frac{k_1}{5Gr^2 l^2} \right) u_2(r) - \frac{n_2 - n_1}{5Gr l^2} = 0 \end{aligned} \quad (49)$$

把式 (24) 和式 (26) 代入式 (35), 整理可得

弹性区外边界 ($r=b$) 处的边界条件:

$$\left\{ \begin{aligned} & \left[-5Gl^2 \frac{d^3 u_2(r)}{dr^3} - \frac{6Gl^2}{r} \frac{d^2 u_2(r)}{dr^2} + \left(\lambda + 2G + \frac{49Gl^2}{4r^2} \right) \frac{du_2(r)}{dr} + \left(\frac{\lambda}{r} - \frac{19Gl^2}{2r^3} \right) u_2(r) \right]_{r=b} = p_0 \\ & Gl^2 \left(5 \frac{d^2 u_2(r)}{dr^2} + \frac{4}{r} \frac{du_2(r)}{dr} - \frac{13}{4r^2} u_2(r) \right) \Big|_{r=b} = 0 \end{aligned} \right. \quad (50)$$

把式(25)和式(26)代入式(34), 塑性区 ($r=a$) 位移形式的边界条件分别为

$$\left\{ \begin{aligned} & \left[5Gl^2 \frac{d^3 u_2(r)}{dr^3} - \frac{5Gl^2}{2r} \frac{d^2 u_2(r)}{dr^2} - \left(m_2 + \frac{59Gl^2}{r^2} \right) \frac{du_2(r)}{dr} - \left(\frac{k_2}{r} - \frac{25}{2r^3} \right) u_2(r) - n_2 \right]_{r=a} = 0 \\ & Gl^2 \left(5 \frac{d^2 u_2(r)}{dr^2} + \frac{4}{r} \frac{du_2(r)}{dr} - \frac{13}{4r^2} u_2(r) \right) \Big|_{r=a} = 0 \end{aligned} \right. \quad (51)$$

从图 4(a)中可以看出, $r=\kappa$ 处为弹性区和塑性区的交界处, 在此处的应力-应变关系既满足弹性状态方程, 又满足塑性状态方程, 同时此处的岩体处于屈服的临界状态。所以, 在 $r=\kappa$ 处满足平衡方程 (30) 和屈服准则式 (9), 具体表达式为

$$\left\{ \begin{aligned} & \frac{\partial(\sigma_{r1}^* + \sigma_{r2}^*)}{\partial r} + \frac{1}{r}(\sigma_{r1}^* + \sigma_{r2}^* - \sigma_{\theta1}^* - \sigma_{\theta2}^*) = 0 \\ & (\sigma_{\theta1}^* + \sigma_{\theta2}^*) - A(\sigma_{r1}^* + \sigma_{r2}^*) = \sigma_c \end{aligned} \right. \quad (52)$$

式中: σ_{r2}^* 、 $\sigma_{\theta2}^*$ 分别为深部圆形洞室开挖后原岩应力引起的广义径向应力和切向应力。把式 (52) 转化为关于位移 $u_1(r)$ 、 $u_2(r)$ 的表达式:

$$\left\{ \begin{aligned} & -5 \frac{d^4 [u_1(r) + u_2(r)]}{dr^4} + \frac{20A - 47}{4r} \frac{d^3 [u_1(r) + u_2(r)]}{dr^3} + \left(\frac{20A + 38}{4r^2} + \frac{\lambda + 2G}{Gl^2} \right) \frac{d^2 [u_1(r) + u_2(r)]}{dr^2} + \left(\frac{-38A - 69}{4r^3} + \frac{(1-A)(\lambda + 2G) + \lambda}{r} \right) \frac{d[u_1(r) + u_2(r)]}{dr} + \left(\frac{31A - 62}{4r^4} + \frac{-\lambda A}{r^2} \right) [u_1(r) + u_2(r)] \Big|_{r=\kappa} = \frac{\sigma_c}{r} \end{aligned} \right.$$

$$\left\{ \begin{aligned} & Gl^2 \left\{ \frac{20A - 3}{4} \frac{d^3 [u_1(r) + u_2(r)]}{dr^3} + \left(\frac{27A - 23}{4r} \right) \frac{d^2 [u_1(r) + u_2(r)]}{dr^2} + \left[\frac{-38A - 18}{4r^2} + \frac{\lambda - A(\lambda + 2G)}{Gl^2} \right] \frac{d[u_1(r) + u_2(r)]}{dr} + \left(\frac{31A + 11}{4r^3} + \frac{\lambda + 2G - A\lambda}{Gl^2 r} \right) [u_1(r) + u_2(r)] \right\} \Big|_{r=\kappa} = 0 \end{aligned} \right. \quad (53)$$

平衡方程式 (48) 和式 (49) 是四阶常微分方程, 相应的边界条件式 (50) 和式 (51) 是三阶的常微分方程组, 弹塑性交界处的边界条件式 (53) 是四阶常微分方程, 要获得上述问题的解析解几乎是不可能的, 因此应用 Matlab 数值分析软件求解上述问题的数值解^[29]。通过 Matlab 软件编制的迭代计算程序, 求得围岩中弹塑性交界处的半径 $r=\kappa$, 确定塑性区的范围, 并求得深部圆形洞室开挖后, 原岩应力引起的径向位移 $u_2(r)$ 、径向应力 σ_{r2}^* 和切向应力 $\sigma_{\theta2}^*$ 。

2.4 破裂区和非破裂区的确定

深部洞室围岩在动力卸荷作用下的总弹塑性位移场和应力场为

$$\left\{ \begin{aligned} u &= u_1(r, t) + u_2(r) \\ \sigma_{rr}^* &= \sigma_{r1}^* + \sigma_{r2}^* \\ \sigma_{\theta\theta}^* &= \sigma_{\theta1}^* + \sigma_{\theta2}^* \end{aligned} \right. \quad (54)$$

塑性承载区围岩承载能力相对较高。在塑性软化段随着变形 ε_θ 的增加, 滑移面上的凹凸被削平, 咬合力逐渐下降, 因此岩体的强度逐渐减小, 直到在塑性流动区的边界 $r=\psi$ 上达到残余强度 σ_0 , 残余强度 σ_0 的值由岩体的黏结力和摩擦力来确定。在这一边界上满足应力条件^[31]:

$$\sigma_{\theta\theta}^* - A\sigma_{rr}^* = \sigma_0 \quad (55)$$

当深部圆形洞室围岩总的弹塑性应力场 (式 (52)) 已知时, 利用边界条件 (式 (55)) 可以确定深部岩体的破裂区和非破裂区。假设处于塑性软化区的深部岩体的弹塑性应力满足式 (55) 时, 岩体进入塑性流动区, 发生破裂现象, 产生了第 1 次破裂区, 切向应力和径向应力随之减小, 径向位移也随之增大。应力波继续向内部传递, 当围岩的重分布应力满足式 (55) 的破碎条件时, 应力得到进一步的释放, 从而得到了第 2 次破裂区, 这样循

环下去,直到重分布应力条件不能满足围岩的破坏条件时为止。每次应力释放产生的破裂区一般远离新开挖边界一定距离,这个区域形成非破裂区。随着破裂区的位置远离洞室内边界,应力场逐渐减小,围岩的破坏也就逐渐停止,岩体逐步趋于稳定,从而出现了破裂区和非破裂区多次交替出现的现象,如图6所示。

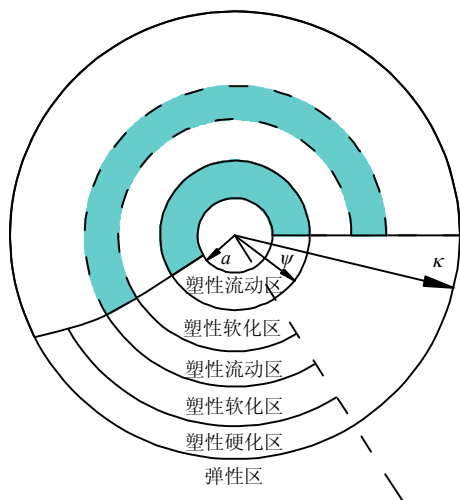


图6 开挖后洞室围岩分区破裂示意图

Fig.6 Zonal disintegration of surrounding rock of tunnel after excavation

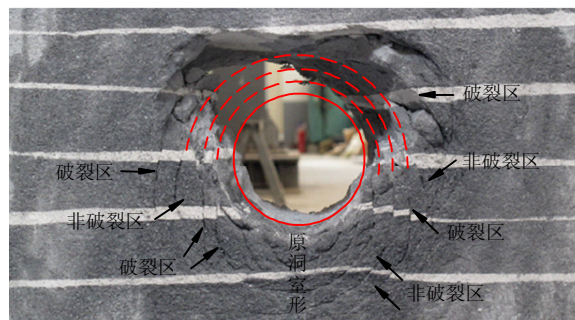
3 算例分析

3.1 分区破裂模型试验结果

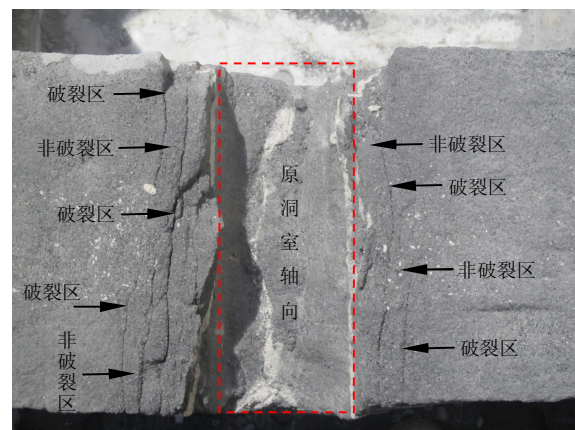
本算例采用铁晶砂胶结岩土相似材料和真三维加载模型试验系统开展了高地应力条件下的真三维地质力学模型试验^[32-33],模型洞周出现了明显的分区破裂现象,并且测得了围岩内部径向位移切向应力和径向应力呈现出的波峰和波谷交替变化的规律。为与理论计算结果进行对比分析,简要介绍了模型试验的主要参数及试验结果。

模型试验的几何相似比尺 $C_L = 50$,重度相似比尺 $C_\gamma = 1$;模型巷道断面形状为圆形,半径为50 mm;模型体边长为600 mm立方体;模型处于静水压力状态。模型洞周的分区破裂现象见图7,洞周破裂区的层数及范围见表1。

在模型巷道开挖过程中,采用单膜土压力盒测量系统和高精度光栅尺多点位移计测量系统监测并记录了模型洞周径向位移、径向应力和切向应力的变化,洞周围岩内部各测点的径向位移和径向应变的测试数据见表2。



(a) 距洞口20 cm的洞周破裂分布横剖图



(b) 距洞口20 cm的洞周破裂分布纵剖图

图7 开挖后模型洞周破裂分布

Fig.7 Failure distributions of model caven after excavation

表1 模型洞周的破坏区层数及范围

Table 1 Range and number of fracture zone in model

破裂区编号	模型试验结果	
	平均半径/ m	平均宽度/ m
1	2.90	0.80
2	4.15	0.58
3	5.25	0.40
4	6.68	0.35
5	8.26	0.35

注：平均半径为各破裂区的内径和外径取平均值；平均宽度为各破裂区的内外径之差的平均值，表中数据已根据相似条件换算为原型的数值。

表2 模型试验实测值
Table 2 Experimental values

巷道半径 / m	数值类别	径向位移 / mm	径向应力 / MPa	切向应力 / MPa
3	模型试验结果	93	4.35	25.40
4	模型试验结果	62	40.25	135.40
5	模型试验结果	82	33.85	134.00
6	模型试验结果	59	61.60	201.40
7	模型试验结果	61	56.85	212.00
8	模型试验结果	50	68.65	246.60

注：表中数据已根据相似条件换算为原型的数值。

3.2 分区破裂算例理论结果

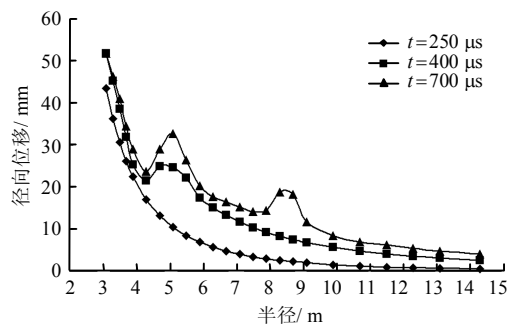
3.2.1 计算参数的选取

对算例进行理论计算时,将模型试验参数换算

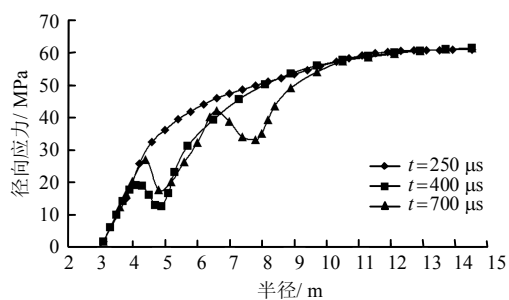
成原型参数, 其计算参数如下: 巷道的半径 $a = 2.5 \text{ m}$, 围岩应力扰动区的计算半径 $b = 15 \text{ m}$, 初始地应力 $P_0 = 133 \text{ MPa}$, 岩石密度 $\rho = 2.70 \text{ g/cm}^3$, 弹性模量 $E = 77.82 \text{ GPa}$, 变形模量 $E_0 = 12.97 \text{ GPa}$, 泊松比 $\nu = 0.268$, 内摩擦角 $\varphi = 43^\circ$, 拉梅常数 $G = 30.7 \text{ GPa}$, 材料内部长度 $l = 0.01 \text{ m}$; 峰值应变 $\varepsilon_f = 1.35 \times 10^{-3}$, 极限应变 $\varepsilon_u = 4.36 \times 10^{-3}$, 卸荷路径如图所示, 径向荷载指数衰减系数 $\alpha = 10$, 纵波波速 $C_L = 4.55 \text{ km/s}$, 卸载时间 $t_0 = 250 \text{ }\mu\text{s}$, 初始空间步长 $\Delta r = 0.1 \text{ m}$, 初始时间步长 $\tau = 10 \text{ }\mu\text{s}$ 。

3.2.2 理论结果及对比分析

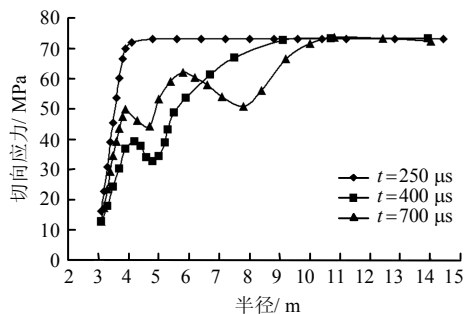
通过计算提取不同卸载时间 t , 得到动力开挖卸荷引起的深部隧洞围岩的附加弹性应力场和位移场, 见图 8。从图中可知, 围岩的径向位移、切向和径向应力均存在波动现象, 径向位移和切向应力更为明显。



(a) 径向位移



(b) 径向应力



(c) 切向应力

图 8 不同卸载时间 t 隧洞围岩位移和应力变化
Fig.8 Displacement and stress changes of tunnel surrounding rock in different times

通过图 8 可以看出, 出现波动的时刻 t 分别为 400 、 $700 \text{ }\mu\text{s}$, 并且相邻时刻的时间间隔呈现逐渐增加的趋势, 间接说明岩体内的能量在释放和传递过程中逐步衰减。

以卸荷时间 $t = 400 \text{ }\mu\text{s}$ 为例, 从图 8(b)和图 8(c)的变化曲线看出, 切向应力和径向应力在洞室半径 4.9 m 处由上升状态变为下降状态, 由上文分析可知, 在此处岩体产生了破坏, 应力重分布, 并出现了破裂区, 从图 8(a)的变化曲线看出, 从半径 4.2 m 处径向位移呈现快速增加的趋势, 到半径 5.0 m 处达到峰值, 也从另一方面说明了破裂区的出现。卸荷时间 $t = 700 \text{ }\mu\text{s}$ 处同样出现了类似的曲线变化, 值得一提的是, 径向位移在原有破裂区位移值会持续增加, 在新的破裂区出现位移值陡增的趋势。从表 1 换算为原型隧洞的实测值看出, 在原型隧洞半径 5.25 m 处出现了宽度为 0.40 m 的破裂区; 在半径 8.26 m 处出现了宽度为 0.35 m 的破裂区, 理论计算值与试验实测值相吻合。

应用上述计算参数, 按照式 (54) 求得巷道围岩总的径向位移、径向应力和切向应力的数值解。

首先通过计算得到围岩塑性区的半径 $\kappa = 10.06 \text{ m}$, 即在 $2.50 \text{ m} \leq \kappa \leq 10.06 \text{ m}$ 范围内围岩处于塑性状态, 在 $10.06 \text{ m} < \kappa \leq 15.00 \text{ m}$ 范围内围岩处于弹性状态。洞周各测点相应位置的理论计算值与试验实测值列于表 3 中, 图 9~11 分别为巷道围岩的径向位移、径向应力和切向应力分布图。

表 3 模型试验实测值与理论计算值的对比

Table 3 Comparison between experimental values with theoretical calculated values

巷道 半径 /m	径向位移/mm		径向应力/MPa		切向应力/MPa	
	试验 实测值	理论 计算值	试验 实测值	理论 计算值	试验 实测值	理论 计算值
3	93	86	4.35	1.70	25.40	52.79
4	62	57	40.25	34.17	135.40	161.93
5	82	83	33.85	39.10	134.00	144.88
6	59	56	61.60	55.30	201.40	189.52
7	61	69	56.85	59.30	212.00	233.03
8	50	49	68.65	66.60	246.60	240.58

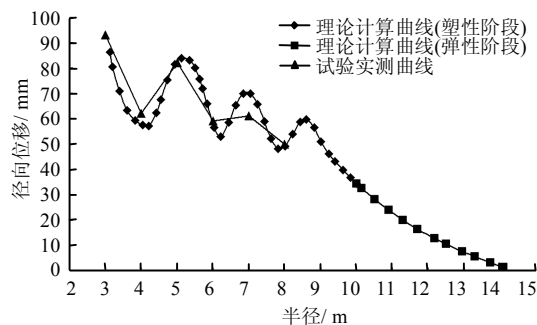


图 9 巷道围岩的径向位移对比图
Fig.9 Radial displacement comparison in surrounding rock of tunnel

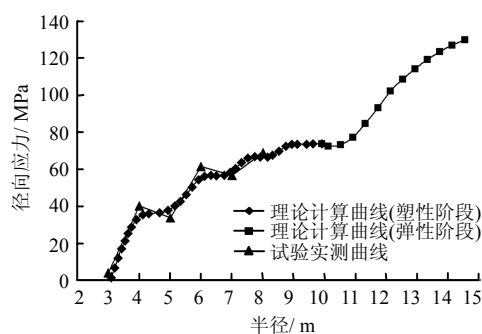


图 10 巷道围岩的径向应力对比图

Fig.10 Radial stress comparison in surrounding rock of tunnel

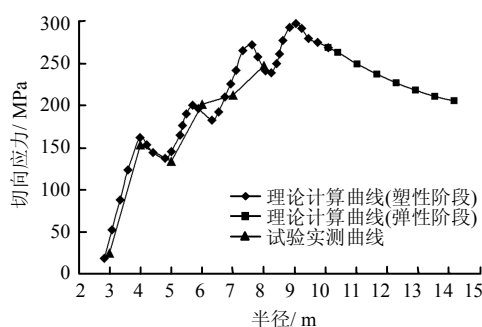


图 11 巷道围岩的切向应力对比图

Fig.11 Tangential stress comparison in surrounding rock of tunnel

对比表 3 中径向位移模型试验实测值与理论计算值可知,两者在大多数位置上的数值很接近,只是在距洞壁较远的位置两者差距较大。

通过式 (53)、(54) 和式 (55) 计算得到破裂区与非破裂区的理论值,如图 12 所示。

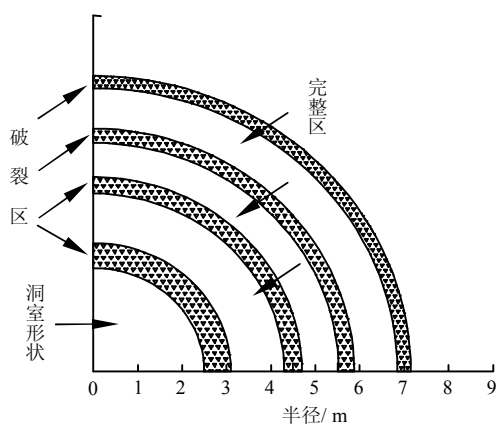


图 12 巷道围岩的理论破裂区

Fig.12 Theoretical fracture zone in surrounding rock of tunnel

分析图 9~12 可知,利用分区破裂弹塑性软化动力模型求得的洞周径向位移呈现出了波峰和波谷交

替出现的振荡型衰减规律,并且其振荡波幅随距洞壁距离的增加而逐渐减小,径向应力和切向应力也呈现出波峰与波谷交替出现的振荡型变化规律,其振荡波幅随距洞壁距离的增加而逐渐减少,直至应力单调变化,这与通过地质力学模型试验实测得到的径向位移和径向应变的变化规律相一致。

从图 12 中可以看出,完整区围岩应力处于波峰区,应力值相对较大,位移处于波谷区,位移值相对较小;反之,破裂区围岩应力处于波谷区,应力值相对较小,位移处于波峰区,位移值相对较大,与实际相符。

将破裂区理论值与试验实测值对比列于表 4 中,图 13 为相应的对比图。

表 4 破裂区宽度和数量的对比

Table 4 Comparison between experimental values with theoretical calculated values

破裂区 数量	平均半径/m		平均宽度/m	
	试验实测值	理论计算值	试验实测值	理论计算值
1	2.90	2.80	0.80	0.60
2	4.15	4.50	0.58	0.40
3	5.25	5.70	0.40	0.35
4	6.68	7.00	0.35	0.30
5	8.26	/	0.35	/

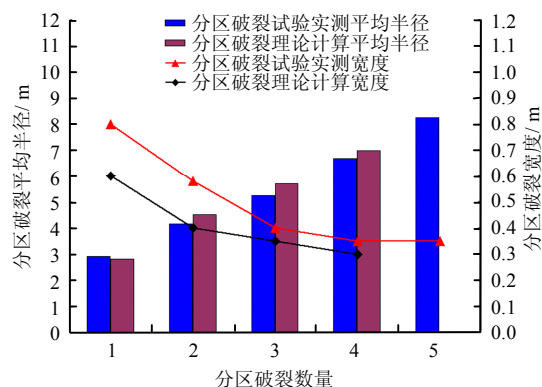


图 13 洞室围岩破裂区宽度和数量的对比

Fig.13 Width and quantity comparison in surrounding rock of tunnel

在理论计算塑性流动区时,为了方便计算,忽略了岩体残余强度 σ_0 会随着应变的增加逐渐下降的影响,而取残余强度 σ_0 为恒定值。相对于试验实测值,理论计算求得的结果值偏小,但从表 4 和图 13 的对比中可以看出,理论计算得到破裂区的宽度和数量与试验实测值有很好的 consistency,证实了该模型分析分区破裂现象的适用性。

综上所述,利用分区破裂弹塑性软化动力模型计算得到的巷道围岩径向位移、径向应力和切向应力的数值解均呈现出了波峰和波谷交替出现的振荡

型变化规律,这与利用连续介质弹塑性模型求得的单调型变化规律完全不同,与地质力学模型试验实测得到的规律相一致。这表明分区破裂弹塑性软化动力模型能够较好地解释深部岩体中的分区破裂现象,也体现了引入应变梯度理论研究深部岩体破坏机制的合理性和必要性。正是由于深部洞室围岩中应力场的波峰和波谷交替出现的振荡型变化规律导致了破裂区和非破裂区交替出现,即分区破裂现象。

4 结 论

本文基于应变梯度理论和弹性波动力学研究了深部岩体中分区破裂现象的形成机制,得到了以下研究结论:

(1) 深部岩体的分区破裂现象是一种特殊的带有明显规律性的应变局部化现象;研究深部岩体的分区破裂现象应从岩石峰后段的应变局部化和应变软化现象开始,并且在分区破裂现象的研究中考虑应变梯度的影响。

(2) 基于应变梯度理论和损伤软化模型建立了分区破裂弹塑性损伤软化动力模型,推导了含有应变梯度项的动力方程、平衡方程和边界条件,用 Runge-Kutta 方法和 Matlab 求得不同卸载时刻围岩附加应力场、位移场,提出相应的破坏判据,得到深部洞室围岩分区破裂的动态形成和发展规律。与地质力学模型试验实测值对比分析,验证了本文提出的弹塑性损伤软化动力模型的正确性和先进性,即可动态地观察深部洞室围岩的破坏过程,更加清晰地了解深部洞室分区破裂现象的形成机制。

(3) 与地质力学模型试验实测值对比分析得知,理论计算值在量值与变化规律两方面均符合较好,围岩的径向位移、径向应力和切向应力出现波峰和波谷交替振荡的变化规律,理论计算得到破裂区的宽度和数量与试验实测值有很好的-致性,证实了该模型分析分区破裂现象的适用性。

(4) 对于深部岩体,洞室围岩受到高地应力作用,也即原岩应力较大。当洞室受到开挖扰动后,开挖卸荷应力场与原岩应力场共同作用导致岩体破坏,岩体破坏产生的应力波完全可能继续使岩体产生新的破坏。因此在地应力条件下,洞室开挖卸荷导致岩体的分区破坏是深埋洞室围岩分区破裂现象产生的重要原因。

参 考 文 献

- [1] 钱七虎. 非线性岩石力学的新进展——深部岩体力学的若干问题[C]//第八次全国岩石力学与工程学术大会论文集. 北京: 科学出版社, 2004: 10—17.
- [2] QIAN Qi-hu. The current development of nonlinear rock mechanics: the mechanics problems of deep rock mass[C]//Proceedings of the 8th Rock Mechanics and Engineering Conference. Beijing: Science Press, 2004: 10—17.
- [2] 钱七虎. 深部地下工空间开发中的关键科学问题[C]//深部地下空间开发中的基础研究关键技术问题. 北京: 科学出版社, 2004.
- QIAN Qi-hu. The key problems of deep underground space development[C]//Key Technical Problems of Base Research in Deep Underground Space Development. Beijing: Science Press, 2004.
- [3] SHEMYAKIN E I, FISENKO G L, KURLENYA M V, et al. Zonal disintegration of rocks around underground workings, part I: data of in-situ observations[J]. **Soviet Mining**, 1986, 22(3): 157—168.
- [4] 李术才, 王汉鹏, 钱七虎, 等. 深部巷道围岩分区破裂化现象现场监测研究[J]. 岩石力学与工程学报, 2008, 27(8): 1545—1553.
- LI Shu-cai, WANG Han-peng, QIAN Qi-hu, et al. In-situ monitoring research on zonal disintegration of surrounding rock mass in deep mine roadways[J]. **Chinese Journal of Rock Mechanics and Engineering**, 2008, 27(8): 1545—1553.
- [5] 顾金才, 顾雷雨, 陈安敏, 等. 深部开挖洞室围岩分层断裂破坏机制模型试验研究[J]. 岩石力学与工程学报, 2008, 27(3): 433—438.
- GU Jin-cai, GU Lei-yu, CHEN An-min, et al. Model test study on mechanism of layered fracture within surrounding rock of tunnels in deep stratum[J]. **Chinese Journal of Rock Mechanics and Engineering**, 2008, 27(3): 433—438.
- [6] 张强勇, 陈旭光, 林波, 等. 深部巷道围岩分区破裂三维地质力学模型试验研究[J]. 岩石力学与工程学报, 2009, 28(9): 1757—1766.
- ZHANG Qiang-yong, CHEN Xu-guang, LIN Bo, et al. Study of 3D geomechanical model test of zonal disintegration of surrounding rock of deep tunnel[J]. **Chinese Journal of Rock Mechanics and Engineering**, 2009, 28(9): 1757—1766.
- [7] 李树忱, 钱七虎, 张敦福, 等. 深埋隧道开挖过程动态及破裂形态分析[J]. 岩石力学与工程学报, 2009, 28(10): 2104—2112.
- LI Shu-chen, QIAN Qi-hu, ZHANG Dun-fu, et al.

[1] 钱七虎. 非线性岩石力学的新进展——深部岩体力学的若干问题[C]//第八次全国岩石力学与工程学术大会

- Analysis of dynamic and fractured phenomena for excavation process of deep tunnel[J]. **Chinese Journal of Rock Mechanics and Engineering**, 2009, 28(10): 2104—2112.
- [8] 周小平, 钱七虎. 深埋巷道分区破裂化机制[J]. 岩石力学与工程学报, 2007, 26(5): 877—885.
- ZHOU Xiao-ping, QIAN Qi-hu. Zonal fracturing mechanism in deep tunnel[J]. **Chinese Journal of Rock Mechanics and Engineering**, 2007, 26(5): 877—885.
- [9] 陈胜宏, 王鸿儒, 熊文林. 节理岩体的偶应力影响研究[J]. 水利学报, 1990, 1(1): 44—48.
- CHEN Sheng-hong, WANG Hong-ru, XIONG Wen-lin. The effect of couple stress on jointed rock mass[J]. **Journal of Hydraulic Engineering**, 1990, 1(1): 44—48.
- [10] 王学滨, 张智慧, 潘一山. 基于梯度塑性理论的岩样拉压剪破坏统一失稳判据[J]. 岩土力学, 2003, 24(增刊): 138—142.
- WANG Xue-bin, ZHANG Zhi-hui, PAN Yi-shan. Unified formula for instability criterion under uniaxial tension direct shear and uniaxial compression subjected to shear failure based on gradient-dependent plasticity[J]. **Rock and Soil Mechanics**, 2003, 24(Supp.): 138—142.
- [11] 王学滨, 潘一山, 任伟杰. 基于应变梯度理论的岩石试件剪切破坏失稳判据[J]. 岩石力学与工程学报, 2003, 22(5): 747—750.
- WANG Xue-bin, PAN Yi-shan, REN Wei-jie. Instability of shear failure for rock specimen based on gradient oriented plasticity[J]. **Chinese Journal of Rock Mechanics and Engineering**, 2003, 22(5): 747—750.
- [12] 张绪涛, 张强勇, 向文, 等. 基于应变梯度理论的分区破裂机制分析研究[J]. 岩石力学与工程学报, 2016, 35(4): 724—734.
- ZHANG Xu-tao, ZHANG Qiang-yong, XIANG Wen, et al. Zonal disintegration mechanism based on strain gradient theory[J]. **Chinese Journal of Rock Mechanics and Engineering**, 2014, 35(4): 724—734.
- [13] MINDLIN R D. Micro-structure in linear elasticity[J]. **Archive for Rational Mechanics and Analysis**, 1964, 16(1): 51—78.
- [14] MINDLIN R D. Second gradient of strain and surface tension in linear elasticity[J]. **International Journal of Solids and Structures**, 1965, 1(4): 417—438.
- [15] ESHEL N N, ROSENFELD G. Axisymmetric problems in elastic materials of grade two[J]. **Journal of the Franklin Institute**, 1975, 299(1): 43—51.
- [16] YANG F, CHONG A C M, LAM D C C. Couple stress based strain gradient theory for elasticity[J]. **International Journal of Solids and Structures**, 2002, 39(10): 2731—2743.
- [17] LAM D C C, YANG F, CHONG A C M. Experiments and theory in strain gradient elasticity[J]. **Journal of the Mechanics and Physics of Solids**, 2003, 51(8): 1477—1508.
- [18] 何满潮, 谢和平, 彭苏萍, 等. 深部开采岩体力学研究[J]. 岩石力学与工程学报, 2005, 24(16): 2803—2813.
- HE Man-chao, XIE He-ping, PENG Su-ping, et al. Study on rock mechanics in deep mining engineering[J]. **Chinese Journal of Rock Mechanics and Engineering**, 2005, 24(16): 2803—2813.
- [19] 刘冬桥, 王焯, 张晓云. 岩石应变软化变形特性及损伤本构模型研究[J]. 岩土力学, 2017, 38(10): 2901—2908.
- LIU Dong-qiao, WANG Zhuo, ZHANG Xiao-yun. Characteristics of strain softening of rocks and its damage constitutive model[J]. **Rock and Soil Mechanics**, 2017, 38(10): 2901—2908.
- [20] 戚承志, 钱七虎. 岩体动力变形与破坏的基本问题[M]. 北京: 科学出版社, 2009.
- QI Cheng-zhi, QIAN Qi-hu. Basic problems for the dynamic deformation and fracture of rock[M]. Beijing: Science Press, 2009: 63—70.
- [21] 张俊文. 深部大规模松软围岩巷道破坏分区理论分析[J]. 中国矿业大学学报, 2017, 46(2): 292—299.
- ZHANG Jun-wen. Theoretical analysis on failure zone of surrounding rock in deep large-scale soft rock roadway[J]. **Journal of China University of Mining and Technology**, 2017, 46(2): 292—299.
- [22] 张绪涛. 深部洞室分区破裂机制与数值模拟分析研究[D]. 济南: 山东大学, 2015.
- ZHANG Xu-tao. The research on failure mechanism and numerical simulation and analysis of zonal disintegration in deep tunnel[D]. Jinan: Shandong University, 2015.
- [23] 王学滨. 岩样单轴压缩峰后泊松比理论研究[J]. 工程力学, 2006, 23(4): 99—103.
- WANG Xue-bin. Analysis of the post-peak Poisson's ratio of rock specimens in uniaxial compression[J]. **Engineering Mechanics**, 2006, 23(4): 99—103.
- [24] 张常光, 范文, 赵均海. 深埋圆形巷道围岩塑性区位移及特征曲线新解和参数分析[J]. 岩土力学, 2016, 37(1): 12—24.

- ZHANG Chang-guang, FAN Wen, ZHAO Jun-hai. New solutions of rock plastic displacement and ground response curve for a deep circular tunnel and parametric analysis[J]. **Rock and Soil Mechanics**, 2016, 37(1): 12—24.
- [25] ZHAO JIDONG, PEDROSO DORIVAL. Strain gradient theory in orthogonal curvilinear coordinates[J]. **International Journal of Solids and Structures**, 2008, 45(11-12): 3507—3520.
- [26] 周小平, 毕靖, 钱七虎. 动态开挖卸荷条件下深埋圆形洞室各向同性围岩的分区破裂化机制[J]. 固体力学学报, 2013, 34(4): 352—360.
- ZHOU Xiao-ping, BI Jing, QIAN Qi-hu. Zonal disintegration mechanism of isotropic surrounding rock in deep buried circular tunnel under dynamic excavation unloading[J]. **Chinese Journal of Solid Mechanics**, 2013, 34(4): 352—360.
- [27] 袁璞. 爆炸荷载作用下深部岩体分区破裂模型试验研究[D]. 合肥: 安徽理工大学, 2016.
- YUAN Pu. Experimental study on zonal disintegration in deep rock mass under blasting load[D]. Hefei: Anhui University of Science and Technology, 2016.
- [28] 章晓. 求解波动方程的近似解析指数时间差分方法及其数值模拟[D]. 北京: 清华大学, 2013.
- ZHANG Xiao. A nearly analytic exponential time difference method for solving wave equations and its numerical simulation[D]. Beijing: Tsinghua University, 2013.
- [29] 陈山. 求解波动方程的龙格-库塔型方法及其地震波传播模拟[D]. 北京: 清华大学, 2010.
- CHEN Shan. The Runge-Kutta type method for solving wave equations and its simulation of seismic wave propagation[D]. Beijing: Tsinghua University, 2010.
- [30] 李凯锐. 深部围岩分区破裂梯度模型的数值研究[D]. 北京: 北京建筑大学, 2014.
- LI Rui-kai. The numerical study of the strain gradient model of zonal disintegration of rock mass near deep level tunnels[D]. Beijing: Beijing University of Civil Engineering and Architecture, 2014.
- [31] 戚承志, 钱七虎. 岩体动力变形破坏的基本问题[M]. 北京: 科学出版社, 2009: 322—342.
- QI Cheng-zhi, QIAN Qi-hu. Basic problems of dynamic deformation and fracture of rock mass[M]. Beijing: Science Press, 2009: 322—342.
- [32] 张强勇, 张绪涛, 向文, 等. 不同洞形与加载方式对深部岩体分区破裂影响的模型试验研究[J]. 岩石力学与工程学报, 2013, 32(8): 1564—1571.
- ZHANG Qiang-yong, ZHANG Xu-tao, XIANG Wen, et al. Model test study of zonal disintegration in deep rock mass under different cavern shapes and loading conditions[J]. **Chinese Journal of Rock Mechanics and Engineering**, 2013, 32(8): 1564—1571.
- [33] 张绪涛, 张强勇, 向文, 等. 深部层状节理岩体分区破裂模型试验研究[J]. 岩土力学, 2014, 35(8): 2247—2254.
- ZHANG Xu-tao, ZHANG Qiang-yong, XIANG Wen, et al. Model test study of zonal disintegration in deep layered jointed rock mass[J]. **Rock and Soil Mechanics**, 2014, 35(8): 2247—2254.

上接第 3180 页

- [13] 周群力. 岩石压剪断裂判据及其应用[J]. 岩土工程学报, 1987, 9(3): 33—37.
- ZHOU Qun-li. Compress shear fracture criterion of rock and its application[J]. **Chinese Journal of Geotechnical Engineering**, 1987, 9(3): 33—37.
- [14] 韩建新, 李术才, 李树忱, 等. 贯穿裂隙岩体强度和破坏方式的模型研究[J]. 岩土力学, 2011, 32(增刊 2): 178—184.
- HAN Jian-xin, LI Shu-cai, LI Shu-chen, et al. Model study of strength and failure modes of rock mass with persistent cracks[J]. **Rock and Soil Mechanics**, 2011, 32(Supp.2): 178—184.
- [15] 黄润秋, 王贤能, 陈龙生. 深埋隧道涌水过程的水力劈裂作用分析[J]. 岩石力学与工程学报, 2000, 19(5): 573—576.
- HUANG Run-qiu, WANG Xian-neng, CHEN Long-seng. Hydro-splitting off analysis on underground water in deep-lying tunnel and its effect on water gushing out[J]. **Chinese Journal of Rock Mechanics and Engineering**, 2000, 19(5): 573—576.
- [16] 任利, 谢和平, 谢凌志, 等. 基于断裂力学的裂隙岩体强度分析初探[J]. 工程力学, 2013, 30(2): 156—162.
- REN Li, XIE He-ping, XIE Ling-zhi, et al. Preliminary study on strength of cracked rock specimen based on fracture mechanics[J]. **Engineering Mechanics**, 2013, 30(2): 156—162.